

Feuille d'exercices n° 28 : Corrigé

1 Cadre qui chute dans un champ localisé

On étudie le cadre dans le référentiel terrestre supposé galiléen et on utilise le repère cartésien introduit dans l'énoncé.

1.  $\vec{B} = \vec{0}$  : aucun phénomène d'induction. Le cadre est en chute libre. Le principe fondamental de la dynamique appliqué au cadre mène à :

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = m \vec{g} \quad \text{soit} \quad \boxed{\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{g}} .$$

2. Analyse qualitative :

- lorsque le cadre pénètre dans la région du champ magnétique le flux varie, ce qui entraîne l'apparition d'une f.é.m. induite  $e(t)$  ;
- le cadre est conducteur donc un courant induit  $i(t)$  apparaît ,
- la présence du courant  $i(t)$  et du champ magnétique entraînent l'apparition d'une force de Laplace .

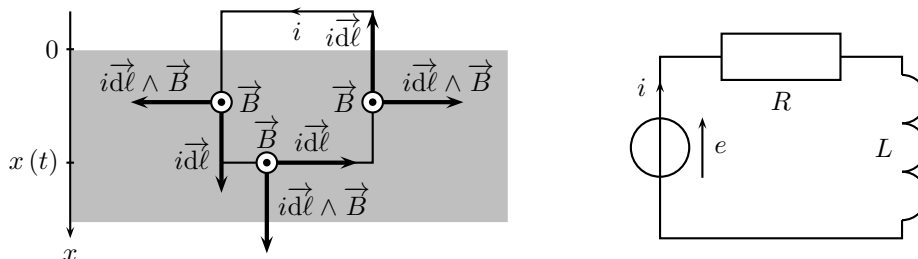
D'après la loi de modération de Lenz, la force de Laplace doit s'opposer au poids du cadre (le poids est la force motrice qui cause la variation du flux).

Mise en équation :

On oriente le cadre dans le sens trigonométrique positif. Ainsi le vecteur surface  $\vec{S}$  est colinéaire et de même direction que le champ magnétique  $\vec{B}$ .

Lorsque le cadre pénètre dans la région du champ magnétique, la surface du cadre offerte au champ magnétique est  $S(t) = ax(t)$ , où  $x(t)$  est la coordonnée du bord inférieur du cadre.

Le flux du champ magnétique à travers le cadre et la f.é.m. induite valent :  $\varphi(t) = \vec{B} \cdot \vec{S} = Bax(t)$  et  $e(t) = -\frac{d\varphi}{dt} = -Ba \frac{dx}{dt} \Rightarrow \boxed{e(t) = -Bav(t)}$  .



Le schéma électrique du circuit est dessiné ci-dessus, en tenant compte de la résistance et de l'inductance du cadre. La f.é.m induite est représentée par un dipôle source de tension idéale orientée en convention générateur.

La loi des mailles donne l'équation électrique  $\boxed{e = Ri + L \frac{di}{dt}}$  .

Pour déterminer la vitesse  $v(t)$  du cadre on fait le bilan des forces et on applique le PFD. Il n'y a pas de force de Laplace sur le coté supérieur (qui n'est pas soumis au champ magnétique) ; les forces de Laplace sur les cotés verticaux s'annulent deux à deux ; seule reste celle sur le coté inférieur :

$$d\vec{f}_L = i \vec{dl} \wedge \vec{B} = -iB dx \vec{u}_x \quad \Rightarrow \quad \boxed{\vec{f}_L = iaB \vec{u}_x}$$

Le principe fondamental de la dynamique, appliqué au cadre, en projection sur  $\vec{u}_x$ , mène à l'équation mé-

canique :  $\boxed{m \frac{dv}{dt} = iaB + mg}$  .

On obtient une équation différentielle sur la vitesse seule en prélevant  $i$  de l'équation mécanique,  $i = \frac{m}{Ba} \left( \frac{dv}{dt} - g \right)$ , qu'on injecte dans l'équation électrique :  $-Bva = \frac{Rm}{Ba} \left( \frac{dv}{dt} - g \right) + \frac{Lm}{Ba} \frac{d}{dt} \left( \frac{dv}{dt} - g \right)$ . On obtient :

$$\boxed{\frac{d^2v}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dv}{dt} + \frac{(Ba)^2}{Lm} v(t) = \frac{Rg}{L}}$$

que l'on peut mettre sous la forme canonique

$$\frac{d^2v}{dt^2} + \frac{\omega_0}{Q} \frac{dv}{dt} + \omega_0^2 v = \omega_0^2 v_0 .$$

3. Le cadre est complètement immergé dans le champ magnétique. Le flux magnétique à travers le cadre est constant, il n'y a pas de f.é.m. induite, aucun phénomène d'induction. On retrouve donc :  $\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{g}$ .

## 2 Alternateur

### 1. Analyse qualitative :

- l'aimant tourne sous l'effet du couple  $\vec{\Gamma}_{op}$ ,  $\Sigma$  est alors un circuit fixe dans un champ magnétique variable ;
- une f.é.m.  $e$  est induite dans  $\Sigma$ , ainsi qu'un courant d'intensité  $i_\Sigma$  ;
- le champ magnétique  $\vec{B}_\Sigma$ , créé par  $i_\Sigma$  circulant dans  $\Sigma$ , exerce un couple  $\vec{\Gamma}$  sur l'aimant qui tend à le freiner (loi de Lenz).

2. Avec la condition initiale choisie,  $\theta = \omega_0 t$ .

3. On ne sait pas calculer directement le flux du champ magnétique de l'aimant à travers le solénoïde car ce champ magnétique est inhomogène. L'énoncé propose une stratégie pour mener ce calcul.

On remplace l'aimant par une spire fictive de surface  $S$ , parcourue par un courant fictif d'intensité  $i_S$ . Cette spire doit avoir le même moment magnétique que l'aimant :  $\mathcal{M} = i_S \times S$ .

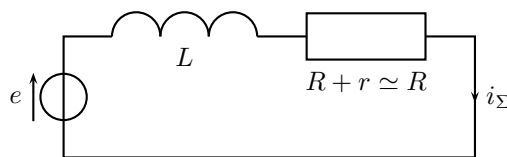
Le flux de cette spire à travers le solénoïde s'écrit  $\phi_{S \rightarrow \Sigma} = M i_S$  avec  $M$  la mutuelle. Pour la calculer on utilise le flux magnétique envoyé par le solénoïde à travers la spire qui s'écrit  $\phi_{\Sigma \rightarrow S} = M i_\Sigma$  avec  $i_\Sigma$  le courant dans le solénoïde. On en déduit :  $M = \mu_0 n S \cos \theta$ .

Le flux qu'envoie la spire fictive  $S$ , parcouru par le courant d'intensité  $i_S$ , dans  $\Sigma$  vaut donc :

$$\phi_{S \rightarrow \Sigma} = \mu_0 n S i_S \cos \theta = \mu_0 n \mathcal{M} \cos(\omega_0 t) .$$

La f.é.m. induite dans le solénoïde  $\Sigma$  vaut  $e = -\frac{d\phi_{S \rightarrow \Sigma}}{dt} = \mu_0 n \mathcal{M} \omega_0 \sin(\omega_0 t)$ .

4. Le solénoïde est équivalent à :



La loi des mailles mène à (EE) :  $L \frac{di_\Sigma}{dt} + R i_\Sigma(t) = e(t)$  soit  $\tau \frac{di_\Sigma}{dt} + i_\Sigma(t) = \frac{\mu_0 n \mathcal{M}}{R} \omega_0 \sin(\omega_0 t)$ .

On se place en régime sinusoïdal forcé à la pulsation  $\omega_0$ . On cherche l'intensité sous la forme  $i_\Sigma(t) = I_m \cos(\omega_0 t + \chi)$  et on introduit la grandeur complexe  $\underline{i}_\Sigma(t) = \underline{I}_m e^{j\omega_0 t}$  avec  $\underline{I}_m = I_m e^{j\chi}$ .

Dans le second membre de l'équation différentielle, on écrira  $\sin(\omega_0 t) = \cos(\omega_0 t - \frac{\pi}{2})$  pour pouvoir passer en complexe. Il vient alors :

$$(j\tau\omega_0 + 1) \underline{i}_\Sigma(t) = \frac{\mu_0 n \mathcal{M}}{R} \omega_0 \exp\left(j\left(\omega_0 t - \frac{\pi}{2}\right)\right) .$$

Ainsi :  $\underline{i}_\Sigma(t) = \frac{\mu_0 n \mathcal{M} \omega_0}{R(1+j\tau\omega_0)} \exp\left(j\left(\omega_0 t - \frac{\pi}{2}\right)\right)$ , soit :

$$\underline{i}_\Sigma(t) = \frac{\mu_0 n \mathcal{M} \omega_0}{R\sqrt{1+(\tau\omega_0)^2}} \exp\left(j\left(\omega_0 t - \frac{\pi}{2} - \arctan(\tau\omega_0)\right)\right) .$$

En prenant la partie réelle :  $i_\Sigma(t) = \frac{\mu_0 n \mathcal{M} \omega_0}{R\sqrt{1+(\tau\omega_0)^2}} \sin(\omega_0 t - \arctan(\tau\omega_0))$ .

5. Le couple  $\vec{\Gamma}$  exercé sur l'aimant est :  $\boxed{\vec{\Gamma} = \vec{\mathcal{M}} \wedge \vec{B}_\Sigma = -\mathcal{M}B_\Sigma \sin \theta \vec{u}_z = -\mathcal{M}\mu_0 n i_\Sigma \sin \theta \vec{u}_z}$ .

Appliquons le TMC à l'aimant, en projection sur  $\vec{u}_z$  :

$$J \frac{d\omega}{dt} = \Gamma + \Gamma_{op} = -\mathcal{M}\mu_0 n i_\Sigma \sin \theta + \Gamma_{op} \quad (EM).$$

Lorsque l'aimant tourne à vitesse constante  $\omega_0$ ,  $\frac{d\omega}{dt} = 0$  et donc, avec  $\theta = \omega_0 t$  :

$$\Gamma_{op} = \mathcal{M}\mu_0 n i_\Sigma \sin \omega_0 t = \frac{(\mu_0 n \mathcal{M})^2 \omega_0}{R \sqrt{1 + (\tau \omega_0)^2}} \sin(\omega_0 t - \arctan(\tau \omega_0)) \sin(\omega_0 t).$$

Or

$$\begin{aligned} \langle \sin(\omega_0 t - \alpha) \sin(\omega_0 t) \rangle &= \langle (\sin(\omega_0 t) \cos(\alpha) - \cos(\omega_0 t) \sin(\alpha)) \sin(\omega_0 t) \rangle \\ &= \cos(\alpha) \langle \sin^2(\omega_0 t) \rangle - \sin(\alpha) \langle \sin(\omega_0 t) \cos(\omega_0 t) \rangle \\ &= \cos(\alpha) / 2 \end{aligned}$$

donc :

$$\langle \Gamma_{op} \rangle = \frac{(\mu_0 n \mathcal{M})^2 \omega_0}{2R \sqrt{1 + (\tau \omega_0)^2}} \cos(\arctan(\tau \omega_0)).$$

Avec  $\cos(\arctan(\tau \omega_0)) = \frac{1}{\sqrt{1 + (\tau \omega_0)^2}}$  :  $\boxed{\langle \Gamma_{op} \rangle = \frac{(\mu_0 n \mathcal{M})^2 \omega_0}{2R (1 + (\tau \omega_0)^2)}}$ .

Ce couple est positif, l'opérateur doit compenser les effets inductifs qui s'opposent au mouvement de l'aimant.

$$6. \begin{cases} EE \times i_\Sigma \\ EM \times \omega \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} L i_\Sigma^2 \right) + R i_\Sigma^2 = e i_\Sigma = \mu_0 n \mathcal{M} \omega \sin(\omega t) i_\Sigma \\ \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} J \omega^2 \right) = \Gamma \omega + \Gamma_{op} \omega = -\mathcal{M}\mu_0 n i_\Sigma \sin(\omega t) \omega + \Gamma_{op} \omega \end{cases}$$

D'où :

$$\boxed{\Gamma_{op} \omega = \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} L i_\Sigma^2 + \frac{1}{2} J \omega^2 \right) + R i_\Sigma^2}.$$

L'opérateur fournit une puissance qui sert à augmenter l'énergie cinétique de l'aimant, l'énergie magnétique du solénoïde, et compense les pertes Joule, qui représentent ici l'ampoule. Dans le cas où  $\omega$  est une constante  $\omega_0$ , la puissance de l'opérateur est uniquement utilisé en éclairage (puissance Joule) et en variation de l'énergie magnétique.

7. Si l'opérateur ne compense plus le couple qui s'oppose, alors l'aimant s'arrête. Sur le bilan énergétique :

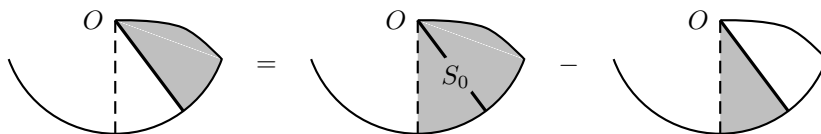
$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} L i_\Sigma^2 + \frac{1}{2} J \omega^2 \right) = -R i_\Sigma^2 < 0.$$

L'énergie cinétique de l'aimant et l'énergie magnétique du solénoïde diminuent jusqu'à  $\omega = 0$  et  $i_\Sigma = 0$ .

### 3 Tige en rotation sur un cercle

1. Il convient tout d'abord d'orienter le circuit. On choisit arbitrairement d'orienter la tige du centre vers le périphérie.

Quelle est la surface du circuit ? L'aire grisée est l'aire  $S_0$  moins celle du secteur angulaire d'angle  $\theta$  :



Quelle est la surface du secteur angulaire d'angle  $\theta$  ? Pour un angle de  $2\pi$ , la surface est  $\pi a^2$ , pour un angle  $\theta < 2\pi$ , elle vaut  $\theta \frac{a^2}{2}$  (règle de proportionnalité). Ainsi, la surface du circuit est :  $S = S_0 - \theta \frac{a^2}{2}$ .

Avec une tige orientée du centre vers le périphérie, la vecteur surface est, d'après la règle de la main droite, de même direction que le champ magnétique. Le flux à travers le circuit est donc :  $\varphi = \vec{B} \cdot \vec{S} = B \left( S_0 - \theta \frac{a^2}{2} \right)$ .

La f.é.m. induite est donc :  $e = -\frac{d\varphi}{dt} = \frac{d\theta}{dt} \frac{Ba^2}{2}$ .

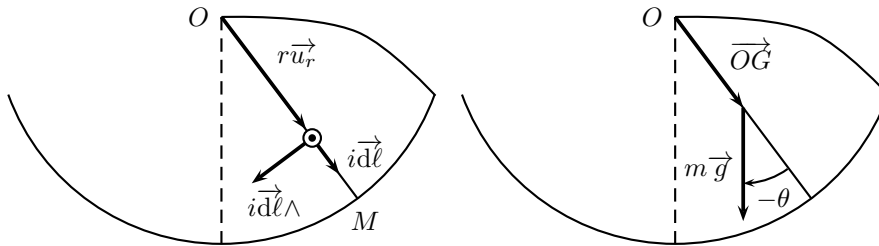
En négligeant l'autoinductance du circuit, le schéma électrique se résume à la f.é.m. et à la résistance  $R$  de la tige d'où l'équation électrique (EE) :  $e = Ri$  soit  $\frac{d\theta}{dt} \frac{Ba^2}{2} = Ri$ .

L'équation mécanique s'obtient en appliquant le théorème du moment dynamique à la tige en  $O$ . Il faut tenir compte du poids et de la force de Laplace.

Le poids s'exerce au centre de gravité au milieu de la tige :

$$\vec{M}_{poids} = \vec{OG} \wedge m \vec{g} = -\frac{a}{2} mg \sin \theta \vec{u}_z.$$

Le moment du poids est affecté du signe  $-$  car on va de  $\vec{OG}$  vers  $m \vec{g}$ , le poids tend bien à remettre la barre dans sa position verticale, donc exerce un moment négatif en projection sur  $\vec{u}_z$ .



Le moment de la force de Laplace s'obtient en calculant le moment élémentaire qui s'exerce sur une portion de longueur élémentaire  $dr$  à la distance  $r$  de  $O$  :  $d\vec{M}_L = r\vec{u}_r \wedge (i dr \vec{u}_r \wedge \vec{B}) = -iB r dr \vec{u}_z$ , qu'on intègre du centre vers la périphérie :

$$\vec{M}_L = \int_O^M d\vec{M}_L = \int_0^a -iB r dr \vec{u}_z = -\frac{iBa^2}{2} \vec{u}_z.$$

Avec une liaison pivot parfaite, le théorème du moment cinétique, appliqué à la tige, en  $O$ , en projection sur  $\vec{u}_z$ , mène à l'équation mécanique (EM) :  $J \frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{iBa^2}{2} - \frac{a}{2} mg \sin \theta$ .

On élimine  $i$  via (EE) :  $J \frac{d^2\theta}{dt^2} = -\frac{1}{R} \left( \frac{Ba^2}{2} \right)^2 \frac{d\theta}{dt} - \frac{a}{2} mg \sin \theta$ .

On reconnaît un système du deuxième ordre qu'on écrit sous forme canonique dans l'hypothèse de petits angles ( $\sin \theta = \theta$  au deuxième ordre en  $\theta$ ) :  $\frac{2J}{amg} \frac{d^2\theta}{dt^2} + \frac{B^2 a^3}{2Rmg} \frac{d\theta}{dt} + \theta(t) = 0$ , d'où :

$$\begin{cases} \frac{2J}{amg} = \frac{1}{\omega_0^2} \\ \frac{B^2 a^3}{2Rmg} = \frac{2\xi}{\omega_0} \end{cases} \text{ donc } \begin{cases} \omega_0 = \sqrt{\frac{amg}{2J}} \\ \xi = \frac{B^2 a^3}{4R} \sqrt{\frac{a}{2Jmg}} \end{cases}$$

2. On note  $\omega = \frac{d\theta}{dt}$  la vitesse angulaire de la tige :

$$\begin{cases} (EM) \times \omega \Rightarrow \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} J \omega^2 \right) = -\frac{iBa^2\omega}{2} - \frac{a}{2} mg \frac{d\theta}{dt} \sin \theta \\ (EE) \times i \Rightarrow Ri^2 = \frac{iBa^2\omega}{2} \end{cases}$$

En sommant les deux équations et en reconnaissant  $\frac{d}{dt} (\cos \theta(t)) = -\frac{d\theta}{dt} \sin \theta(t)$  :

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} J \omega^2 - mg \frac{a \cos \theta}{2} \right) = -Ri^2.$$

Notons  $\vec{u}_x$  l'axe cartésien orienté dans la direction de la verticale ascendante. Alors la position du centre de gravité  $G$  de la tige est en  $x_G = -\frac{a}{2} \cos \theta$  et le bilan énergétique devient :

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} J \omega^2 + mg x_G \right) = -Ri^2.$$

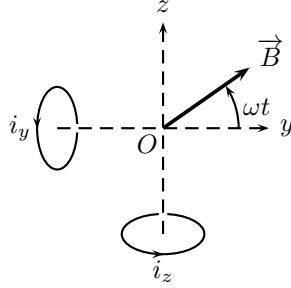
L'énergie mécanique de la tige ne peut que décroître par effet Joule. La tige finit par s'arrêter.

## 4 Machine asynchrone (MAS)

- Il faut deux spires (de rayon  $a$ , situées à une distance  $d$  de  $O$ ) en quadrature spatiale alimentées par des courants en quadrature temporelle :

$$\begin{cases} i_y = i_0 \cos \omega t \\ i_z = i_0 \sin \omega t \end{cases} \quad \text{ainsi} \quad \begin{cases} B_y = B_0 \cos \omega t \\ B_z = B_0 \sin \omega t \end{cases}$$

où  $B_0$  est un coefficient qui dépend de la géométrie des deux spires et de leur position par rapport à  $O$ .



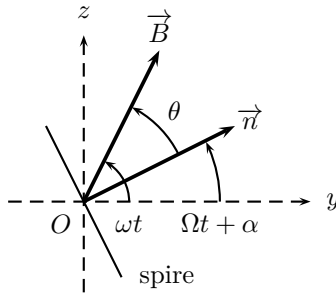
- La spire est initialement au repos et  $\vec{B}$  tourne,
  - le flux de  $\vec{B}$  varie à travers la spire,
  - f.é.m. induite dans la spire puis courant induit  $i$ ,
  - couple de Laplace qui entraîne la spire en rotation (ou bien : la spire tourne pour orienter son moment magnétique  $\vec{M}$  parallèlement à  $\vec{B}$ ),
  - la spire essaie de rattraper  $\vec{B}$  pour arrêter la variation de flux (loi de Lenz).

La spire peut-elle rattraper  $\vec{B}$  ?

Si elle le rattrapait ( $\omega = \Omega$ ) alors elle ne verrait plus de flux variable, il n'y aurait plus de f.é.m. induite ni de couple de Laplace. Elle s'arrêterait et serait de nouveau distancée par  $\vec{B}$ . On retrouverait  $\omega \neq \Omega$ .

Il y a donc toujours un léger **glissement** entre  $\vec{B}$  et la spire, qui ne tourne pas au synchronisme avec  $\vec{B}$ , d'où le nom de machine asynchrone.

- On rajoute l'angle  $\alpha$  car  $\vec{n}$  et  $\vec{B}$  ne sont pas nécessairement colinéaires à  $t = 0$  : l'angle que fait  $\vec{B}$  avec  $(Oy)$  est  $\omega t$ , celui que fait  $\vec{n}$  est  $\Omega t + \alpha$ . Ainsi  $\theta = (\omega - \Omega)t - \alpha$ . Alors :  $\phi = BS \cos \theta$  donc  $e = -\frac{d\phi}{dt} = BS\dot{\theta} \sin \theta$



où  $\dot{\theta} = \omega - \Omega$ .

D'où l'équation électrique (EE) :  $L \frac{di}{dt} + Ri = BS(\omega - \Omega) \sin((\omega - \Omega)t - \alpha)$ .

En régime établi (sinusoïdal forcé),  $i$  est harmonique de même pulsation que le terme de droite, c'est à dire  $\omega - \Omega$ . Ainsi :  $\underline{i} = \underline{i}_0 \exp(j(\omega - \Omega)t)$ , et (EE) devient :  $(jL(\omega - \Omega) + R) \underline{i} = BS(\omega - \Omega) \exp(j(\theta - \frac{\pi}{2}))$ .

D'où l'intensité du courant dans la spire :

$$\begin{aligned} \underline{i} &= \frac{BS(\omega - \Omega)}{jL(\omega - \Omega) + R} \exp\left(j\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)\right) \\ &= \frac{BS(\omega - \Omega)(R - jL(\omega - \Omega))}{R^2 + L^2(\omega - \Omega)^2} \exp\left(j\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)\right) \\ &= \frac{BS(\omega - \Omega)(R - jL(\omega - \Omega))}{R^2 + L^2(\omega - \Omega)^2} \left(\cos\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right) + j \sin\left(\theta - \frac{\pi}{2}\right)\right) \end{aligned}$$

$$\underline{\dot{i}} = \frac{BS(\omega - \Omega)}{R^2 + L^2(\omega - \Omega)^2} (R \sin \theta - L(\omega - \Omega) \cos \theta - jR \cos \theta - jL(\omega - \Omega) \sin \theta)$$

$$i(t) = \Re(\underline{\dot{i}}) = \frac{BS(\omega - \Omega)}{R^2 + L^2(\omega - \Omega)^2} (R \sin \theta(t) - L(\omega - \Omega) \cos \theta(t)).$$

4. Le couple s'exerçant sur la spire est :  $\vec{\Gamma}(t) = \vec{\mathcal{M}} \wedge \vec{B} = i(t) S \vec{n} \wedge \vec{B} = i(t) SB \sin \theta(t) \vec{u}_x$ . En moyenne, sachant  $\langle \sin^2 \theta(t) \rangle = \frac{1}{2}$  et  $\langle \cos \theta(t) \sin \theta(t) \rangle = 0$ . Ainsi, en moyenne :

$$\langle \vec{\Gamma}(t) \rangle = C \vec{u}_x \quad \text{avec} \quad C = \frac{R(BS)^2(\omega - \Omega)}{2(R^2 + L^2(\omega - \Omega)^2)}$$

5. **Démarrage.** On a toujours  $\omega$  (la vitesse angulaire du champ magnétique) constante et fixée. Si le moteur est initialement à l'arrêt alors  $\Omega = 0$ . Le théorème du moment cinétique par rapport à l'axe ( $Ox$ ) appliqué à la spire (qui représente le moteur) s'écrit (en notant  $J$  le moment d'inertie de la spire)

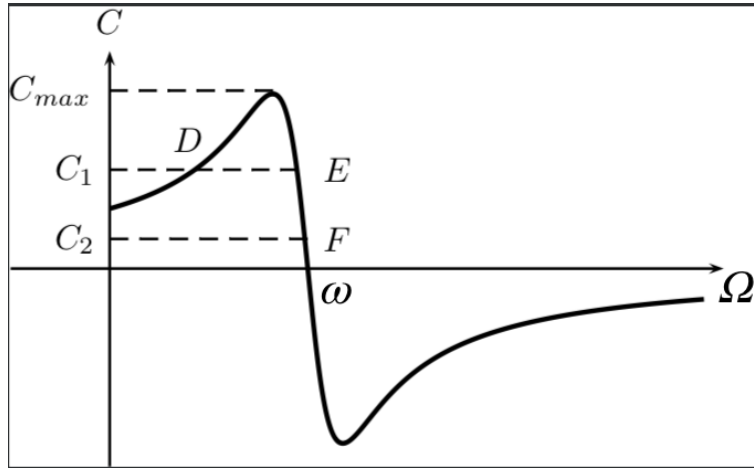
$$J\dot{\Omega}(t=0) = C(\Omega=0),$$

à l'instant  $t = 0$  qui correspond au démarrage. Puisque  $C(\Omega=0) > 0$ , d'après le graphe, alors  $\ddot{\Omega}(t=0) > 0$  et le moteur peut démarrer seul. On a ici supposé la liaison pivot parfaite. Si ce n'est pas le cas, alors il faut s'assurer que  $C(\Omega=0)$  est supérieur au moment du couple de frottement de la liaison.

**Fonctionnement en charge.** On a toujours  $\omega$  (la vitesse angulaire du champ magnétique) constante et fixée. La charge exerce un couple résistant de moment moyen  $\langle \vec{\Gamma}_r(t) \rangle = -C_r \vec{u}_x$  avec  $C_r > 0$ . En régime permanent ( $\Omega$  constante), d'après le TMC appliqué à la spire :

$$J\dot{\Omega}(t) = 0 = \vec{\Gamma}(t) - \vec{\Gamma}_r(t) \Rightarrow \vec{\Gamma}(t) = \vec{\Gamma}_r(t) \Rightarrow \langle \vec{\Gamma}(t) \rangle = \langle \vec{\Gamma}_r(t) \rangle \Rightarrow \boxed{C(\Omega) = C_r},$$

Si le couple résistant vaut  $C_2$  alors le point de fonctionnement du moteur est en  $F$ . Il tourne avec une vitesse angulaire proche de  $\omega$  (tout en lui restant inférieure).



Si le couple résistant vaut  $C_1$ , deux points de fonctionnement sont possibles correspondant aux points  $D$  et  $E$ .

- $D$  qui est instable : si le moment du couple résistant augmente, alors la vitesse  $\Omega$  du moteur diminue (théorème du moment cinétique) et donc le moment du couple d'entraînement  $C(\Omega)$  aussi. Le moteur ne peut plus entraîner la charge et décroche. Si le moment du couple résistant diminue alors  $\Omega$  augmente et  $C(\Omega)$  aussi : le moteur tourne de plus en plus vite. Cependant  $C(\Omega)$  passe par un maximum puis diminue pour arriver au point  $E$ .
- $E$  qui est stable : si le couple résistant augmente,  $\Omega$  diminue mais  $C$  augmente, ce qui permet de compenser le couple résistant. Le moteur peut continuer à tourner à vitesse constante. De même si le couple résistant diminue, alors  $\Omega$  diminue mais  $C$  diminue.

**Remarque :** si on **entraîne** le moteur par un couple extérieur  $C_3 < 0$ , alors  $C < 0$ , c'est à dire que la MAS fournit de la puissance. C'est un générateur (alternateur asynchrone).